

微振动的振幅和方向的全息计量

陈桂丛 于迎 吴少华 单启蛰

(山东海洋学院物理系)

提要: 本文推广了三维漫射体全息综合狭缝的方法^[1~4], 分析了振动物体的空间频谱特性, 提出了一种新的同时测量微振动的振幅和方向的全息计量方法。实验结果和理论分析一致。

Holographic interferometry of amplitude and direction of vibration

Chen Guicong, Yu Ying, Wu Shaohua, Shan Qizhe

(Department of Physics, Shandong College of Oceanology)

Abstract: The synthetic slit method of rainbow holography of 3-D diffuse objects^[1~4] is extended to analyze the space Fourier characteristics of vibrating objects. A process of measuring both the amplitude and direction of vibration is presented. Experimental results obtained are coincident with the theoretical analysis.

一、引言

Powell 和 Stetson 利用被单色光照明的振动物体散射光的相干波前的时间平均特性^[5], 提出了一种分析振动的全息照相技术。他们由实验得到的振动膜片的全息重现现象, 其强度分布受零阶贝塞尔函数的调制, 显示了作简谐振动的膜片的振幅分布。零阶贝塞尔函数的零级极大对应零振动点, 数出膜片上给定位置属于零阶贝塞尔函数的第几级条纹, 就可确定该点的振幅。这一方法的局限性在于无法确定振动的方向, 也无法将方向因子和振幅分离开来。当膜片上各点的振动方向不能看作相同时, 条纹所对应的实际上

不是等振幅点, 而是振幅和方向因子的积相同的点。此外, 对于不具零振动点的物体或物太小, 最大振幅不够大, 不出现一级极小的情况, 就无法对振幅进行分析。对于膜片上振幅变化率较大的区域, 条纹过密, 不易数清, 甚至完全连接在一起, 难以分析。

无狭缝三维漫射体彩虹全息的综合狭缝理论指出, 对匀速运动的三维漫射体连续曝光, 经全息记录下的透镜后焦面上的场是物静止时的空间频谱和 sinc 函数分布的积^[1~3]。sinc 函数中央极大的宽度和速度的大小有关, 而中央极大的取向及位置则和速度的方向有关, 因而提供了一种可同时测量

收稿日期: 1984年7月22日; 修改稿收到日期: 1985年5月3日。

速度的大小和方向的全息计量方法。

本文则推广这种三维漫射体全息综合狭缝理论,分析微振动物体的空间频谱特性,提出了一种不仅可以测量振动物体振幅,而且还可以精确测量振动方向的新方法。

二、理论分析

设一个三维物体 O 被斜入射单色平行光束照明,其 y 、 z 方向的空间频率为 β 、 γ (图 1),这时由于物表面的漫射产生的在物表面处的光场可表为

$$u(x_0, y_0, z_0) = A(x_0, y_0, z_0) \times \exp[j2\pi(\beta y_0 + \gamma z_0)], \quad (1)$$

式中 (x_0, y_0, z_0) 为物表面的空间坐标 (z_0 坐标的原点在透镜上), $A(x_0, y_0, z_0)$ 是一与物表面性质及照明方式有关的函数。

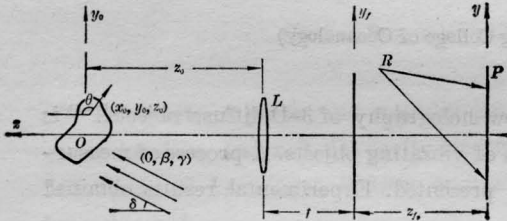


图 1

在物体作了一位移 ($\Delta x_0 = \varepsilon$, $\Delta y_0 = \eta$, $\Delta z_0 = \xi$) 之后,物表面处的光场可表为

$$\begin{aligned} u'(x_0, y_0, z_0; \varepsilon, \eta, \xi) &= A(x_0 - \varepsilon, y_0 - \eta, z_0 - \xi) \\ &\times \exp[j2\pi(\beta y_0 + \gamma z_0)] \\ &= u(x_0 - \varepsilon, y_0 - \eta, z_0 - \xi) \\ &\times \exp[j2\pi(\beta \eta + \gamma \xi)]. \end{aligned} \quad (2)$$

在透镜 L 的后焦面上,位移后的物体所产生的光场为

$$\begin{aligned} u'_f(x_f, y_f; \varepsilon, \eta, \xi) &= u_f(x_f, y_f) \\ &\times \exp\left\{j2\pi\left[\beta\eta + \left(\frac{1}{\lambda} + \gamma\right)\xi\right]\right\} \\ &\times \exp\left\{-j2\pi\left[\frac{\varepsilon x_f}{\lambda f} + \frac{\eta y_f}{\lambda f} + \frac{\xi}{2\lambda f^2}(x_f^2 + y_f^2)\right]\right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned} u_f(x_f, y_f) &= \frac{1}{j\lambda f} \int dz_0 \exp\left(j\frac{2\pi z_0}{\lambda}\right) \\ &\times \exp\left[j\frac{\pi}{\lambda f}\left(1 - \frac{z_0}{f}\right)(x_f^2 + y_f^2)\right] \\ &\times \mathcal{F}\{u(x_0, y_0, z_0)\}_{f_x = \frac{x_f}{\lambda f}, f_y = \frac{y_f}{\lambda f}} \end{aligned} \quad (4)$$

为位移前物在透镜后焦面上的场,(3)式建立了位移前后透镜后焦面上的场之间的关系。符号 $\mathcal{F}\{u(x_0, y_0, z_0)\}$ 表示 $u(x_0, y_0, z_0)$ 的傅立叶变换, λ 为物波的波长, f 为透镜的焦距, (x_f, y_f) 为后焦面上的坐标。

若将全息底片 P 放在距后焦面 z_{fp} 处,则物体位移以后,投射到全息片上的光场分布为

$$\begin{aligned} u'_p(x, y; \varepsilon, \eta, \xi) &= c \iint dx_f dy_f u'_f \\ &\times (x_f, y_f; \varepsilon, \eta, \xi) \exp\left\{j\frac{\pi}{\lambda z_{fp}}[(x_f - x)^2 + (y_f - y)^2]\right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 c 为常数, (x, y) 为全息底片上的坐标。设参考光 R 在全息底片所在平面上的场为 $u_r(x, y)$,连续曝光时间为 T ,且显影后底片的振幅透射率正比于曝光量,则曝光后透射率中我们关心的项是

$$t(x, y) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} u'_p u_r^* dt \quad (6)$$

现设物体位移是物体在某一方向上做简谐振动 $m \sin \omega t$ 的结果:

$$\begin{aligned} \Delta x_0 = \varepsilon &= m \sin \omega t \sin \theta \cos \varphi, \\ \Delta y_0 = \eta &= m \sin \omega t \sin \theta \sin \varphi, \\ \Delta z_0 = \xi &= m \sin \omega t \cos \theta, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 m 为振幅, θ 为振动方向与 z 轴的夹角, φ 为振动方向在 xy 平面上的投影与 x 轴的夹角。由(3)、(5)、(6)和(7)式交换时间及坐标积分的次序,经整理后得

$$t(x, y) = cu_r^* \iint dx_f dy_f \exp \times \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_{fp}} [(x_f - x)^2 + (y_f - y)^2] \right\} u_f(x_f, y_f) \times \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} dt \exp [j2\pi K(m, \theta, \varphi) \sin \omega t], \quad (8)$$

式中

$$K(m, \theta, \varphi) = m \left[\left(\beta \sin \varphi - \frac{x_f}{\lambda f} \cos \varphi - \frac{y_f}{\lambda f} \sin \varphi \right) \sin \theta + \left(\gamma + \frac{1}{\lambda} - \frac{x_f^2 + y_f^2}{2\lambda f^2} \right) \cos \theta \right]. \quad (9)$$

由于

$$\exp \{ j2\pi K \sin \omega t \} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(2\pi K) \exp(jn\omega t), \quad (10)$$

(8)式可化为

$$t(x, y) = cT u_r^* \iint dx_f dy_f \exp \times \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_{fp}} [(x_f - x)^2 + (y_f - y)^2] \right\} \times u_f(x_f, y_f) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(2\pi K) \sin c \left(\frac{n\omega}{2\pi} T \right). \quad (11)$$

由于仅在 $\left| \frac{n\omega T}{2\pi} \right| < 1$ 时, sinc 函数的值较大, 所以仅需考虑求和中 $|n| < \frac{2\pi}{\omega T}$ 的项, 如果 $T > \frac{2\pi}{\omega}$, 即曝光时间大于振动周期, 则仅需考虑 $n=0$ 一项, 即

$$t(x, y) = cT u_r^* \iint dx_f dy_f \exp \times \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_{fp}} [(x_f - x)^2 + (y_f - y)^2] \right\} \times u_f(x_f, y_f) J_0(2\pi K). \quad (12)$$

从上式可知, 对振动物体连续曝光, 全息底片上记录的物场是物波经位于透镜后焦面上的零阶贝塞尔函数分布调制的结果。于是, 可以认为透镜后焦面上的场分布, 即振动物体的空间频谱, 为物静止时的空间频谱和零阶贝塞尔函数的乘积。这个零阶贝塞尔函数 $J_0[2\pi K(m, \theta, \varphi)]$ 包含了振动的振幅和方

向的信息。

在全息重现时, 在透镜后焦面的重现象面上, 我们可以观察到由零阶贝塞尔函数所确定为明暗相间的条纹。根据条纹的间隔、取向和位置, 就可确定振动的振幅和方向。

对(9)式进行的分析指出, 透镜后焦面上的这些条纹是以 $(-f \operatorname{tg} \theta \cos \varphi, -f \operatorname{tg} \theta \sin \varphi)$ 为圆心的同心圆^[4]。实际光路安排应使得待测的振动方向大体上和照明平行光束与系统光轴夹角 δ 的平分线方向垂直, 即待测的振动方向应在满足条件^[2]

$$\beta \sin \theta \sin \varphi + \left(\gamma + \frac{1}{\lambda} \right) \cos \theta = 0$$

的方向附近。对此特定方向, 贝塞尔函数零级极大通过频谱面的中心。由于实际上圆心远离物波的频谱范围, 我们观察到的干涉条纹是近似平行直线的同心圆弧。

忽略(9)式中的二次项, 并令 $K=0$, 得零阶贝塞尔函数中央极大的方程为

$$x_f \cos \varphi + y_f \sin \varphi = \lambda f \left[\beta \sin \varphi + \left(\gamma + \frac{1}{\lambda} \right) \operatorname{ctg} \theta \right], \quad (13)$$

此为一直线方程, 测出该直线在 x 轴、 y 轴的截距 x_0 、 y_0 , 就可求出振动的方向:

$$\operatorname{ctg} \varphi = y_0/x_0, \quad \operatorname{ctg} \theta = \sin \varphi \left(\frac{y_0}{\lambda f} - \beta \right) / \left(\gamma + \frac{1}{\lambda} \right). \quad (14)$$

测出零阶贝塞尔函数 ± 1 级极小之间的距离 d , 就可确定振动的振幅:

$$m = \frac{2.4}{\pi} \frac{\lambda f}{d \sin \theta} \quad (15)$$

三、实验结果与讨论

实验中的振动物体采用一频率为 512Hz 的音叉, 用一细激光束 ($\lambda=632.8 \text{ nm}$) 照明待测振动的点, 此光束与光轴的夹角 $\delta=28^\circ$ (图 2)。由于振动方向和振幅的测量范围都受到物的空间频谱范围的限制, 成像透镜采用菲涅耳透镜 ($f=48 \text{ cm}$, 孔径直径 $l=28$

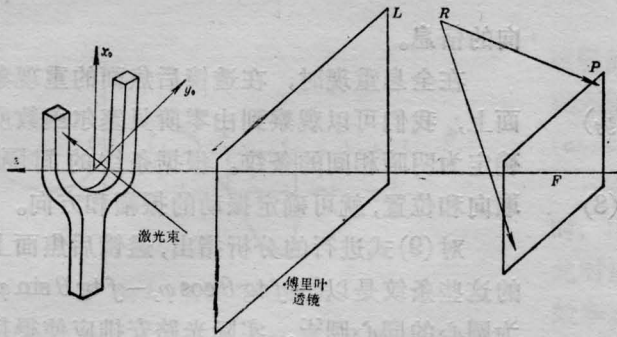


图 2

cm)。为了简便,取振动方向在 yz 平面内,即 $\varphi=90^\circ$, 条纹变为垂直于 y 轴的直线。全息记录时,全息底片就放在透镜后焦面上。这样做的好处是在全息重现时,条纹就在全息片上,易于定标,且可用白光重现。而观察位置则在所测振动点的实重现象点位置。

实验结果是在全息重现时在全息片上得到了按零阶贝塞尔函数分布的条纹,和理论结果一致,当振动方向(在我们的实验中可认为振动方向在音叉平面内) $\theta=104^\circ$ 时,零级极大通过频谱面中心,振幅大小不改变零级极大的位置,但改变条纹的宽度,窄条纹对应的振幅较大,如图 3 和图 4 中的照片所示。图 5 为振动方向 $\theta=102.6^\circ$, 振幅和图 4 中的情况相近时所得到的干涉条纹的照片,实测零级极大位置 $y_f=2.3\text{cm}$, 和按 (13) 式的计算结果相符。

下面讨论振动方向和振幅的测量范围。

从 (13) 式,

$$y_f = \left[\left(\frac{1}{\lambda} + \gamma \right) \text{ctg} \theta + \beta \right] \lambda f$$

$$= f [(1 + \cos \delta) \text{ctg} \theta + \sin \delta]$$

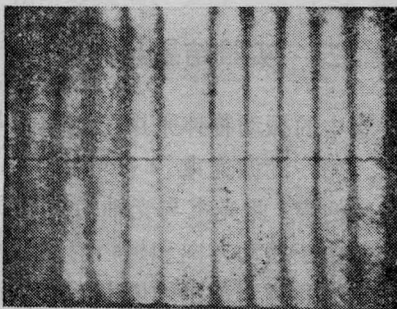


图 3

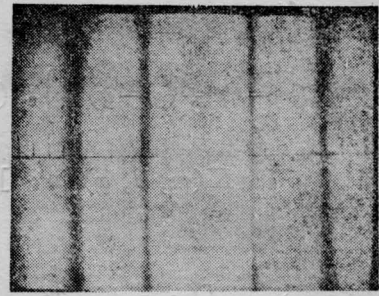


图 4

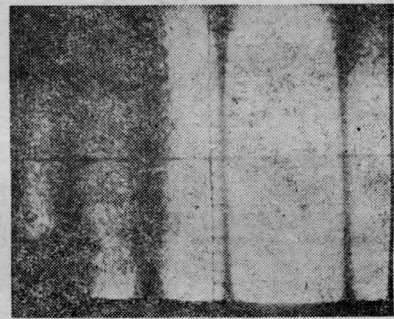


图 5

在本实验条件下,后焦面上频谱范围是一个半径大约 9cm 的圆。令 $y_f = \pm 9\text{cm}$, 求得振动方向测量范围为从 $\theta_1=98.5^\circ$ 到 $\theta_2=109.2^\circ$ 。设零级极大通过频谱面的中心, ± 1 级极小的间距 d 不能大于 18cm , 由公式 (15) 可以得到振幅 m 不能小于 $1.3\mu\text{m}$ 。振幅越大,条纹越细越密,条纹细密到不能辨别时,就决定了振幅测量范围的上限。如果增加透镜孔径,减小物距,就可以增加物的频谱范围,测量范围就可增大。

实验可采用无透镜系统,这相当于后焦面在无穷远,采用合理的光路参数,可使频谱面重现在观察所需要的位置。无透镜方法省了成像透镜,没有透镜带来的象差,并且贝塞尔函数条纹为直线,但定标比较困难,不能用白光重现。

四、结 论

在频谱面上分析振动的全息计量方法,

克服了 Powell 和 Stetson 方法的局限性,可以同时测量振动物体的振幅和方向。对各点振动情况不同的物体,本文仅介绍了逐点测量的情形。也可以用一张全息片记录下物体的全场信息,结合光学信息处理,得到各点的振幅和振动方向,这是我们下一步的工作。

山东海洋学院物理系李萱同志在实验工作中给予许多帮助,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] Guicong Chen *et al.*; *JOSA*, 1982, **72**, 1830.
- [2] Qizhe Shan *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, 3902.
- [3] Hsuan Chen, Qizhe Shan; "Time Exposed Holographic Method in the Motion Measurement of a Uniform Translating Diffuse Object", to be published.
- [4] 陈桂丛,单启哲;《中国激光》,1985, **12**, No. 6, 324.
- [5] Robert L. Powell, Karl A. Stetson; *JOSA*, 1965, **55**, 1593.

简 讯

硫双原子分子蒸气激光器获得蓝绿激光输出

我们在 1985 年 10 月 2 日成功地获得了 S_2 激光。在使用 $XeCl$ 准分子激光器(脉冲能量 70 mJ, $\lambda=308.1$ nm, $\Delta\lambda=3$ nm)泵浦得到 0.6 mJ 的 S_2 激光,光转换效率为 0.9%。经单色仪扫描分光获得了由波长 448.2~519.4 nm 六条蓝绿光谱带组成的光谱图。

由 S_2 的势能曲线得知,实现激光振荡的 $B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$ 束缚-束缚态之间存在着 0.0261 nm 的相种高效率的在蓝-绿谱段可调谐的很有前途的激光介质。

75% 以上的跃迁量子效应。因此,这就使得 S_2 是一对位移,因此就存在着很多高达 0.1 之多的 F-C 因子^[1],对属 $v'=5 \rightarrow v''=21$ 之 $\lambda=503.7$ nm 的受激发射截面达 10^{-13} cm² 及在 $\lambda=400$ nm 附近有着高达

参 考 文 献

- [1] D. A. Peterson; *J. Chem. Phys.*, 1980, **73**, No. 4.
(哈尔滨工业大学激光教研室 于俊华
孙尚文 周力 马祖光
1985 年 11 月 14 日收稿)

宽光谱光电折射仪研制成功并通过鉴定

中国科学院上海光机所研制的宽光谱光电折射仪是一台综合了国内外多项最新科研成果而制作的大型精密测试仪器,主要用于玻璃和晶体紫外-红外折射率的精密测量,同时也可用于光学元件的角度测量。与传统的测量仪器相比,该仪器具有测量精度高、光谱范围宽和自动测量等特点。

仪器采用微机和锁相放大技术实现了最小偏向角的自动寻的和测量过程的自动化。主要由光源、调制、分光、自准、接收、测角仪、数据采用、自动控制、打印输出和电源等单元组成。为了实现紫外至中红外波长范围(0.2~15 μ m)内折射率的精密测定,仪器配备了光电倍增管、硫化铅和热释电等三种接收器和光谱灯、卤钨灯、碳化硅和 3.39 μ m、5.3

μ m、10.6 μ m 激光器等光源。在 0.2~15 μ m 波长范围内仪器的测量精度为第五位小数(部分谱线为 $\pm 5 \times 10^{-6}$),达到了国外八十年代同类仪器的水平。

1985 年 11 月 17 日对该仪器进行了技术鉴定。鉴定意见认为,该仪器指标先进,性能稳定,操作方便。在国内首先实现了在一台仪器上进行很宽波段的折射率测量,首次用微机实现了最小偏向角的自动寻的和测量过程的自动化。希望今后广泛地开展测试服务和推广工作,并在程序设计、红外波长准确标定和光源切换等方面进一步完善,为我国的光学仪器和光学材料发展作出更大的贡献。

(纪 钟)